

захвата внутри структур и вблизи их поверхности. Подобные концентраторы СВЧ энергии могут являться составной частью систем вторичного электропитания.

Несмотря на наличие новых теоретических предсказаний свойств киральных метаструктур, можно отметить важный недостаток – невысокий КПД вследствие малого уровня азимутального рассеяния поля. В работе [3] сделана попытка увеличения уровня азимутального рассеяния за счёт использования структур в резонансном режиме, однако полученные значения КПД все же являются недостаточными для эффективного сбора и преобразования энергии и построения на основе метаструктур системы вторичного электропитания с приемлемыми техническими характеристиками.

В настоящей работе показано, что введением одного дополнительного захода (развёрнутого на  $180^\circ$  по отношению к ориентации исходного) в элемент Телледжена, на основе которых строится метаструктура, можно получить практически **двукратное увеличение** относительного уровня азимутального рассеяния поля, и, КПД соответственно. Причем в данном случае увеличение КПД производится **без существенного усложнения** геометрии структуры и её изготовления. Стоит отметить, что введение ещё двух и более дополнительных заходов в структуру подобным же образом, не приводит к какому-либо существенному увеличению её интегрального КПД.

Таким образом, в работе проведена количественная оценка уровней рассеяния при разном количестве заходов элемента Телледжена, а также определено количество заходов, при котором наступает максимум уровней бокового рассеяния поля и следовательно дальнейшее увеличение числа заходов не имеет смысла.

#### Литература

4. Неганов В.А., Осипов О.В., Плотников А.М. Киральная метаструктура для концентрации сверхвысокочастотной энергии // IX МНТК Физика и технические приложения волновых процессов: тезисы докладов. — Челябинск, 2010.
5. Неганов В.А., Осипов О.В., Плотников А.М., Салимова Н.Р. Автоматизированная оптимизация характеристик кирального концентратора электромагнитной энергии в пакете CST MICROWAVE STUDIO // X МНТК Физика и технические приложения волновых процессов: тезисы докладов. — Самара, 2011.
6. Осипов О.В., Плотников А.М., Салимова Н.Р. Использование эффекта азимутального рассеяния электромагнитных волн метаструктурой на основе элементов Телледжена в прикладных задачах электродинамики // Инфокоммуникационные технологии, Т.10, №1, 2012. — С.8-15.

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА НЕОДНОРОДНЫМ ОСЕВЫМ ТОКОМ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ПРИМЕНительно К РАСЧЕТУ ПРОСТРАНСТВА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛБВО

Е.Ю. Альтишлер<sup>1,2</sup>, Н.А. Бушуев<sup>2</sup>, М.В. Давидович<sup>3</sup>

(<sup>1</sup> Саратов, Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.,  
<sup>2</sup>ОАО НПП «Алмаз», <sup>3</sup> Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского)

#### MODELING OF EXCITATION OF CYLINDRICAL CAVITY BY INHOMOGENEOUS AXIAL CURRENT OF ELECTRON BEAM USING IN CALCULATION OF SPACE OF INTEROPERATION OF TWT

E.Yu. Altshuler, N.A. Bushuev, M.V. Davidovich

В работе в явном виде получены формулы возбуждения цилиндрического резонатора (ЦР) в формах Л.А. Вайнштейна и Г.Т. Маркова /например, 1-2/ с идеально проводящими стенками, а также с импедансными условиями на торцах применительно к моде-

ли лампы бегущей волны (ЛБВ). Рассматривается возбуждение ЦР и цилиндрического волновода (ЦВ) заданным неоднородным осевым током электронного пучка и спиральным током (при спирали переменного шага), возбуждаемым сосредоточенным источником напряжения и нагруженным на заданную точечную согласованную нагрузку. Для тока на спирали сформулировано интегро-дифференциальное уравнение. В приближении заданного тока пучка проведено численное моделирование пространства взаимодействия ЛБВ с учетом неравномерной намотки спиральной замедляющей системы (ЗС), неоднородного электронного пучка и потерь.

Выражение для осевой компоненты напряженности ЭМ поля на оси ЦР имеет вид:

$$E_z(0, z) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\int_0^d \left[ -j\omega\mu_0(I_e(z') + I_s(z')) + \frac{\partial^2 I_e(z')/\partial z'^2}{j\omega\epsilon_0} - \frac{\partial \rho_s^e(z')/\partial z'}{\epsilon_0} \right] f_{0k}^e(z - z') dz'}{j\gamma_{0k}^e \sin(\gamma_{0k}^e d) \pi R^2 J_0'^2(\kappa_{0k} R)}. \quad (1)$$

На основе этого выражения вычисляем и мощность. Имеем:

$$I_{hel}^{\pm} = \frac{N}{L} \int_0^1 I^*(t) [2\pi R_0 E_{\varphi}^{\pm}(t) + h_0(1 - \delta t/(1 + N\delta t)) E_z^{\pm}(t)] dt. \quad (2)$$

В (1), (2) входит ЭМ поле, возбуждаемое электронным пучком и спиральной ЗС. Для пучка  $z$ -компонента напряженности поля определяется через функции Бесселя  $J_0$  и  $J_1$  так:

$$E_z(R_0 \pm r, z) = \sum_{k=1}^{\infty} E_{z0k}^{\pm}(R_0 \pm r, z),$$

$$E_{z0k}^{\pm}(R_0 \pm r, z) = \frac{J_0(\kappa_{0k}(R_0 \pm r)) L_{0k}^e(z)}{j\gamma_{0k}^e \sin(\gamma_{0k}^e d) \pi R^2 J_1^2(\kappa_{0k} R)}, \quad (3)$$

$$L_{0k}^e = \int_0^d [-j\omega\mu_0 I_e(z') + \partial^2 I_e(z')/\partial z'^2 / (j\omega\epsilon_0)] f_{0k}^e(z - z') dz'.$$

Для продольной компоненты ЭМ поля и соответствующего тока спирали вычисляем:

$$E_z(\rho, \varphi, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} E_{zmk}^{\pm}(R_0 \pm r, \varphi, z), \quad (4)$$

$$E_{zmk}^{\pm}(R_0 \pm r, \varphi, z) = \frac{\exp(-jn\varphi) J_n(\kappa_{nk}(R_0 \pm r)) L_{nk}^e(z)}{j\gamma_{nk}^e \sin(\gamma_{nk}^e d) \pi R^2 J_n'^2(\kappa_{nk} R)}, \quad (5)$$

$$L_{nk}^e(z) = \int_0^d [-j\omega\mu_0 I_z(t') - (\partial/\partial z') \rho_s^e(t')/\epsilon_0] e^{jn\Omega t'} f_{nk}^e(z - z') dz'.$$

Азимутальная компонента поля для пучка отсутствует, для компонент на спирали имеем

$$E_{\varphi}(R_0 \pm r, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} E_{\varphi mk}^{\pm}(R_0 \pm r, \varphi, z), \quad (6)$$

$$E_{\varphi mk}^{\pm}(R_0 \pm r, \varphi, z) = \frac{1}{\kappa_{mk}^2(R_0 \pm r)} \frac{\partial^2 E_{zmk}^{\pm}(R_0 \pm r, \varphi, z)}{\partial \varphi \partial z}. \quad (7)$$

Обозначения в (1-7) общеприняты.

При вычислении представленных интегралов полагаем постоянные распространения  $\gamma_{nk}^e$  комплексными (это достаточно сделать только для распространяющихся типов волн), для чего используем теорию возмущения для мод ЦВ с известными импедансными условиями Леонтовича. Дополнительные омические потери вносит и спираль, которые оцениваем как потери коаксиальной линии длины  $L$  с внешним  $R$  и внутренним  $r$  радиусами.

При численных вычислениях на ПК было взято 11 азимутальных ( $-5 \leq n \leq 5$ ) и 9 радиальных ( $1 \leq k \leq 9$ ) слагаемых в алгебраических суммах. Задавались следующие параметры: средняя по диапазону частота  $f_0 = 10$  ГГц,  $N = 15$ ,  $R = 3.5$  (размеры далее в см),  $R_0 = 1$ ,

$h_0 = 0.6$ ,  $r = 0.1$ , длина ЦР  $d_0 = 9$  при  $\delta = 0$  и  $d = 7.83$  при  $\delta = 0.01$ , начальное замедление 10.5, замедление на конце неравномерной намотанной спирали 12.1, число замедленных длин волн 29.5, скорость электронов на влете (при  $z = 0$ )  $v_0 = 2.85 \cdot 10^7$  м/с, скорость электронов на «вылете» (при продольной длине  $z = d$ )  $v_d = 2.48 \cdot 10^7$  м/с, электронный КПД 24. %,  $Z_0 = 50$  Ом. Ток пучка брался  $I_0^e = 0.0125$  А.

Результаты применены для моделирования ЛБВ на основе неоднородной в продольном направлении спиральной ЗС при неоднородном электронном потоке и с учетом потерь. Представлены формулы возбуждения резонатора и при реальных торцах.. Результаты применимы для построения строгих нелинейных моделей электроники ЛБВ, для других приложений с использованием электродинамических структур на основе ЦР.

### **Литература**

1. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. радио, 1966. 476 с.
2. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.: Радио и связь, 1983. 296 с.

### **УПРАВЛЕНИЕ ОБЛАСТЬЮ КОНЦЕНТРАЦИИ ПОЛЯ В ЗОНЕ ФРЕНЕЛЯ ЛИНЕЙНЫХ И ПЛОСКИХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК**

*В.Е. Бондарев, В.И. Гусевский*

(г. Москва, ОАО «ОКБ МЭИ», [bondarev@okbmei.ru](mailto:bondarev@okbmei.ru);

г. Москва, [vlg98@okbmei.ru](mailto:vlg98@okbmei.ru))

### **CONTROL OF AREA OF CONCENTRATION OF AN ELECTROMAGNETIC FIELD IN THE FRESNEL REGION OF LINEAR AND PLANE ARRAYS.**

*V.E. Bondarev, V.I. Gusevsky*

Рассматривается задача управления областью концентрации поля в зоне Френеля с помощью линейных и плоских фазированных антенных решеток с использованием метода апертурных ортогональных полиномов (АОП).

На основе теоремы эквивалентности, связывающей векторное амплитудно-фазовое распределение поля в раскрыве антенной решетки со структурой электромагнитного поля на конечном расстоянии в зоне Френеля, проводится специальное преобразование функции Грина, учитывающее характер фазовых искажений на фиксированном расстоянии от антенного раскрыва. Введение компенсирующих фазовых возмущений в виде ортогональных фазовых гармоник в пределах всего раскрыва позволило получить также распределение полей в области фокусировки, угловые зависимости которых совпадают с диаграммой направленности раскрывов в дальней зоне. Обоснованы алгоритмы сканирования сфокусированным лучом антенны в широких пределах в зоне Френеля.

Разработанная методика позволила также формировать провалы в направлении побочных максимумов поля в промежуточной области, что может быть востребовано при реализации синтезированных диаграмм направленности радиолокационных станций бокового обзора в режиме телескопического обзора.